

рис. 3 приведена зависимость относительной величины корреляционного максимума от поперечного смещения фильтра. Расчетные формулы можно получить из (9), если в (9) учесть только поперечные смещения фильтра, а остальными ошибками юстировки пренебречь. Из рис. 3 видно, что экспериментальные «точки» хорошо совпадают с расчетными кривыми. Зависимость максимума выходного сигнала от продольного сдвига голограммы для двух значений длины сигнала L показана на рис. 4. Расчетные формулы могут быть получены из (9), если в (9) учесть только продольное смещение фильтра. В этом случае экспериментальные результаты также совпадают с расчетными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богданова Е. С., Соскин С. И. Влияние aberrаций оптической системы на емкость голографической памяти.— Автометрия, 1975, № 3.
2. Соскин С. И., Шойдин С. А. Расчет оптической схемы голографического запоминающего устройства.— Опт. и спектр., 1978, т. 44, № 3.
3. Соскин С. И., Шойдин С. А. Оптимизация параметров голографического устройства с учетом aberrаций.— Опт. и спектр., 1978, т. 44, № 6.
4. Acos Gy., Kiss G., Varga P. Effect of lens aberrations on the storage capacity of holographic memories.— Opt. Commun., 1977, v. 20, N 1, p. 63.
5. Гибин И. С., Пен Е. Ф., Твердохлеб П. Е. Устройство для записи матриц голограмм.— Автометрия, 1973, № 5.
6. Scamor R. Alignment and design conditional for optical memory systems using Fourier transform holograms.— Optica Acta, 1978, v. 25, N 2, p. 107.
7. Домбровский В. А., Домбровский С. А., Пен Е. Ф. Влияние параметров гауссового опорного пучка на искажение восстановленного из голограммы изображения.— Опт. и спектр., 1978, т. 45, № 5.
8. Домбровский В. А., Домбровский С. А. Требования к aberrациям оптических элементов и точности их установки в голограммных ЗУ.— Автометрия, 1982, № 6.
9. Водоватов И. А., Рогов С. А., Бабушкин С. Р. Влияние ошибок юстировки на работу систем оптической обработки информации.— В кн.: V Всесоюз. школа по оптической обработке информации: Тез. докл. Киев, 1984.
10. Кольер Р., Берхарт К., Лин Л. Оптическая голография.— М., 1973.
11. Шелкунов С., Фрис Г. Антенны.— М.: Сов. радио, 1955.
12. Бахрах Л. Д., Курочкин А. Г. Голография в микроволновой технике.— М.: Сов. радио, 1979.

Поступила в редакцию 14 мая 1985 г.

УДК 539.238 : 621.372.8

Л. Н. ДЕРЮГИН, В. Н. МАЛЫШ, А. Н. ОСОВИЦКИЙ

(Москва)

ВОЛНОВОДНЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ СТРУКТУРЫ БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ В РЕЖИМЕ ВЫВОДА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Перспективность ряда устройств интегральной оптики [1—4] и их предельные характеристики определяются в основном размерами (длинной или площадью) дифракционного элемента, который выполняется в виде участка волновода с периодически модулированными параметрами. Так, разрешение по спектру в схемах уплотнителей и делителей частотных каналов [1], интегрально-оптических спектроанализаторов [2] пропорционально эффективной длине излучающей дифракционной структуры. От величины площади дифракционного элемента ввода зависят энергетические и пространственно-частотные характеристики интегральных фотоприемных устройств [3]. Увеличение площади обеспечивает рост чувствительности и пространственно-частотной избирательности этих

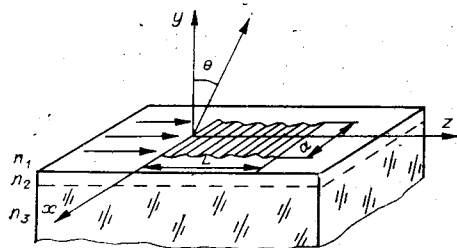


Рис. 1

что представляет несомненный интерес при разработке математических моделей систем, отработке технологических режимов их создания. Модулированные волноводные структуры большой длины могут стать и уже становятся чрезвычайно интересным и полезным инструментом при изучении физики тонких пленок [6] и приповерхностных слоев, процессов твердотельной диффузии, ионного обмена и т. п.

Вместе с тем возникающие по различным причинам пространственные флуктуации параметров волноводных модулированных структур ухудшают предельные характеристики указанных устройств интегральной оптики. Как показывают исследования [5], наиболее существенное их ухудшение обычно вызывают плавные неоднородности параметров устройств. Однако исследованиям основных факторов, ограничивающих возможности дифракционных волноводных устройств, в литературе уделено мало внимания.

Цель настоящей работы — развитие теоретического анализа, установление требований к однородности основных параметров излучающих дифракционных структур для обеспечения характеристик, близких к теоретическим, и экспериментальные исследования этих структур большой длины (~ 2 см).

Требования к однородности основных параметров излучающих дифракционных структур. Все основные пространственно-частотные и энергетические характеристики дифракционных устройств ввода-вывода определяет амплитудно-фазовое распределение поля излучаемой волны на апертуре. Для идеальных дифракционных структур, т. е. структур с постоянными по площади параметрами, амплитудное распределение вдоль направления распространения волноводных волн имеет экспоненциальный характер, а фазовое — линейный [7]. Однако присущие реальным дифракционным структурам малые флуктуации их параметров приводят к искажению амплитудно-фазового распределения и, следовательно, к ухудшению пространственно-частотных и энергетических характеристик по сравнению с расчетными. Отметим, что малые отклонения в амплитудном распределении, не оказывающие существенного влияния на характеристики излучающих систем бегущей волны [7], практически удается обеспечить в оптическом диапазоне путем создания дифракционных структур, достаточно однородных по глубине модуляции. Таким образом, первоочередное внимание должно быть сосредоточено на факторах, приводящих к отклонению фазового распределения от линейного. Подобные отклонения в фазовом распределении будем по аналогии с антенными системами СВЧ-диапазона называть фазовыми искажениями, а разность фаз в точке для реального и идеального распределений — фазовой ошибкой.

Обобщая полученное в [8] выражение для фазового распределения поля излучения m -й моды в p -й порядок дифракции на случай пространственной неоднородности параметров по обеим координатам, запишем при $y = \text{const}$ (рис. 1)

$$\Phi_{m,p}(x, z) = k \int_0^z \left[\gamma_m(x, z') + p \frac{\lambda}{\Lambda(x, z')} \right] dz' + k\alpha(x, z). \quad (1)$$

устройств. Для достижения предельно узкой полосы интегрально-оптических брэгговских фильтров и зеркал также необходимо реализовать максимально возможную длину фильтра при минимальной глубине модуляции [4]. Кроме того, использование модулированных волноводных структур большой длины позволяет проводить прецизионные измерения параметров и характеристик волноводных систем интегральной оптики [5],

Здесь $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения; $\gamma_m(x, z')$ — фазовое замедление в точке x, z' , зависящее от показателей преломления сред, составляющих волновод, толщины волноводного слоя и глубины решетки; $\Lambda(x, z')$ — период решетки; $\alpha(x, z)$ — функция, описывающая отклонение излучающей поверхности от плоскости.

В настоящей работе ограничимся анализом факторов, зависящих от продольной координаты z . Заметим лишь, что неоднородности по x при их одинаковой величине с продольными оказывают заметное влияние, когда ширина дифракционной решетки соизмерима с ее длиной. Поскольку на практике вид функций $\gamma_m(z')$, $\Lambda(z')$, $\alpha(z)$, как правило, неизвестен, удобно выражение (1) представить в виде ряда по степеням z :

$$\Phi_{m,p}(z) = \Psi_0 + \Psi_1 z + \Psi_2 z^2 + \Psi_3 z^3 + \dots + \Psi_n z^n, \quad (2)$$

где

$$\Psi_0 = \Phi_{m,p}(0), \quad \Psi_1 = \left. \frac{\partial \Phi_{m,p}}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad \Psi_2 = \left. \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi_{m,p}}{\partial z^2} \right|_{z=0, \dots}, \quad \Psi_n = \left. \frac{1}{n!} \frac{\partial^n \Phi_{m,p}}{\partial z^n} \right|_{z=0}.$$

Такое разложение хорошо описывает реальные фазовые распределения в случае плавных неоднородностей, анализ которых представляет наибольший интерес для систем оптического диапазона [5]. Для идеальной (с однородными по z параметрами) структуры $\Psi_2 = \Psi_3 = \dots = \Psi_n = 0$, а фазовое распределение примет известный вид

$$\Phi_{m,p}(z) = \Psi_1 z = k(\gamma_m + p\lambda/\Lambda)z. \quad (3)$$

При дальнейшем анализе выражения (2) учтем члены, пропорциональные степеням z не выше третьей. Коэффициенты Ψ_2, Ψ_3 имеют вид

$$\Psi_2 = \left. \frac{k}{2} \left(\frac{\partial \gamma_m}{\partial z} - p \frac{\lambda}{\Lambda^2} \frac{\partial \Lambda}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial z^2} \cos \theta \right) \right|_{z=0}; \quad (4)$$

$$\Psi_3 = \left. \frac{k}{6} \left\{ \frac{\partial^2 \gamma_m}{\partial z^2} + p \frac{\lambda}{\Lambda^3} \left[2 \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial z} \right)^2 - \Lambda \frac{\partial^2 \Lambda}{\partial z^2} \right] \right\} \right|_{z=0} \quad (5)$$

(θ — угол, отсчитываемый от нормали к поверхности излучателя). Используя эти выражения, можно установить требования к однородности каждого из основных параметров (замедление, период, плоскость) при условии, что фазовая ошибка на конце излучателя не превосходит некоторую величину $\Phi_0 = \Psi_n L^n$ ($n = 2, 3$).

При неоднородной величине фазового замедления $\gamma_m = \gamma_m(z)$ ($\Lambda = \text{const}$, поверхность идеально плоская) искажения определяются производными $\partial \gamma_m / \partial z$, $\partial^2 \gamma_m / \partial z^2$. Если функция $\gamma_m(z)$ линейная, т. е. $\gamma_m(z) = \gamma_m(0) + \Delta \gamma z / L$, то в системе будут присутствовать только квадратичные фазовые искажения. Здесь $\Delta \gamma = \gamma_m(L) - \gamma_m(0)$ — величина неоднородности фазового замедления на апертуре длиной L . В этом случае $\partial \gamma_m / \partial z = \Delta \gamma / L$, а допустимая величина неоднородности фазового замедления на апертуре

$$\Delta \gamma_d = \gamma_m(L) - \gamma_m(0) \leq 2\Phi_0 / kL = \lambda \Phi_0 / \pi L. \quad (6)$$

Для квадратичного закона изменения замедления $\gamma_m(z) = \gamma_m(0) + \Delta \gamma z^2 / L$ получим, используя (5),

$$\Delta \gamma_d = \gamma_m(L) - \gamma_m(0) \leq 3\Phi_0 / kL = 3\lambda \Phi_0 / 2\pi L. \quad (7)$$

В случае непостоянства периода решетки вдоль апертуры величина квадратичных фазовых искажений в соответствии с (4) определяется производной $\partial \Lambda / \partial z$, отношением λ / Λ^2 , а также номером порядка p , в который происходит излучение. Интересно отметить, что при одних и тех же значениях неоднородности периода решетки фазовые искажения возрастают с увеличением p .

L, мм	1	5	10	50	100	Примечание
$\Delta\gamma_{\text{д}}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$\lambda = 0,6328$ мкм
$\Delta\Lambda_{\text{д}}$, нм	0,42	0,085	0,042	0,0085	0,0042	$\Lambda(0) = 1,3$ мкм $p = -1$
$R_{\text{д}}$, м	5,2	137	547	13 680	52 000	$\theta = 30^\circ$ $\lambda = 0,6328$ мкм

Для линейного и квадратичного законов изменения периода

$$\Lambda(z) = \Lambda(0) + \Delta\Lambda z/L;$$

$$\Lambda(z) = \Lambda(0) + \Delta\Lambda(z/L)^2,$$

где $\Delta\Lambda = \Lambda(L) - \Lambda(0)$ — значение неоднородности периода решетки на ее длине, из (4), (5) получим допустимые значения неоднородности периода

$$\Delta\Lambda_{\text{д}} = \Lambda(L) - \Lambda(0) \leq 2\Lambda^2(0) \Phi_0 / k p \lambda L = \Lambda^2(0) \Phi_0 / p \pi L; \quad (8)$$

$$\Delta\Lambda_{\text{д}} = \Lambda(L) - \Lambda(0) \leq 3\Lambda^2(0) \Phi_0 / k p \lambda L = 3\Lambda^2(0) \Phi_0 / 2 p \pi L. \quad (9)$$

Следующим фактором, искажающим фазовое распределение поля на излучающем участке, является неплоскость подложки. Предположим, что функция, описывающая поверхность подложки в системе координат, приведенной на рис. 1, является квадратичной, т. е.

$$\alpha(z) = R - \sqrt{R^2 - z^2},$$

где R — радиус кривизны поверхности подложки. Ее допустимая величина

$$R_{\text{д}} \geq kL^2 \cos \theta / 2\Phi_0 = \pi L^2 \cos \theta / \lambda \Phi_0. \quad (10)$$

Приведенные выше соотношения, учитывающие влияние неоднородностей параметров на фазовое распределение поля излучения из волноводных систем, позволяют выполнить численные оценки допустимых неоднородностей этих параметров по координате z . В таблице представлены результаты подобных расчетов для случая квадратичных фазовых искажений при условии $\Phi_0 = \pi/4$, которое обычно используется в антенной технике.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что для создания когерентных дифракционных волноводных структур, например, длиной более 10 мм необходимо обеспечить относительные неоднородности фазового замедления и периода менее 10^{-5} на длине решетки, а радиус кривизны подложки более 500 м. Вместе с тем наши расчеты характеристик направленности систем с экспоненциальным амплитудным распределением показали, что заметные отклонения в характеристиках происходят при $\Phi_0 \geq \pi$. Следовательно, для систем с экспоненциальным распределением требования к однородности параметров на эффективной длине будут менее жесткими.

Методика измерений и экспериментальные результаты. Экспериментальное определение значений неоднородностей основных параметров дифракционных структур, создаваемых на основе известных волноводных систем интегральной оптики, представляет несомненный интерес, и первоочередной является задача отдельного измерения величин $\Delta\gamma$ и $\Delta\Lambda$.

Как следует из уравнений (2) — (5), величина фазовой ошибки в точке z может быть представлена в виде суммы фазовых ошибок, вызванных неоднородностью каждого из параметров структуры — замедления $\Phi_{\gamma m}(z)$, периода решетки $\Phi_{\Lambda}^{(p)}(z)$ и плоскостности $\Phi_R(z)$:

$$\Delta\Phi_m^{(p)}(z) = \Phi_{\gamma m}(z) + \Phi_{\Lambda}^{(p)}(z) + \Phi_R(z). \quad (11)$$

Слагаемые в (11) могут быть как положительными, так и отрицательными в зависимости от закона изменения соответствующего параметра, а также от того, в какую среду и в какой порядок дифракции происходит излучение. Так, из (10) следует, что при излучении в воздух и в подложку величины $\Phi_R(z)$ различаются знаком, поскольку меняется знак кривизны. Как отмечалось выше, для фазовых ошибок, вызванных неоднородностью периода, имеет место соотношение $\Phi_\Lambda^{(p)}(z) = |p| \Phi_\Lambda^{(-1)}(z)$.

С учетом вышеизложенного можно предложить методику измерения неоднородностей каждого из параметров дифракционных волноводных структур, основанную на измерениях фазовых распределений в ближней зоне поля излучения.

1. Кривизна подложки $\alpha(z)$ определяется по разностному распределению фазовой ошибки полей излучения минус первого порядка в воздухе $\Delta\Phi_B^{(-1)}(z)$ и в подложку $\Delta\Phi_\Pi^{(-1)}(z)$:

$$\alpha(z) = \frac{\Phi_R(z)}{k} = \frac{\Delta\Phi_B^{(-1)}(z) - \Delta\Phi_\Pi^{(-1)}(z)}{2k}.$$

2. Неоднородность периода решетки $\Delta\Lambda$ рассчитывается с учетом выражений (8) и (9) по разностному распределению фазовой ошибки полей излучения минус первого и минус второго порядков дифракции в одну из обрамляющих сред:

$$\Phi_\Lambda^{(-1)}(z) = \Delta\Phi_B^{(-2)}(z) - \Delta\Phi_B^{(-1)}(z).$$

3. При известных $\Phi_\Lambda^{(-1)}(z)$, $\Phi_R(z)$ и $\Delta\Phi_m^{(-1)}(z)$ из (11) находится зависимость $\Phi_{\gamma_m}(z)$, а величины неоднородности замедления $\Delta\gamma$ определяются из выражений (6), (7). Следовательно, путем измерений как минимум трех фазовых распределений в ближней зоне излучателя можно определить величины плавных неоднородностей каждого из его параметров.

Основная цель экспериментальных исследований состояла в измерениях неоднородности фазового замедления и периода дифракционных решеток. Исследуемые дифракционные волноводные структуры создавались на подложках из стекла марок К-8, ЛК-105 с радиусом кривизны поверхности не менее 2000 м, что позволило пренебречь фазовыми искажениями, вызванными неплоскостью подложек. При изготовлении дифракционных решеток голографическим методом с последующим ионным травлением обеспечивалась однородность интенсивности засветки при экспонировании не хуже 20% на площади 4 см², кривизна фазовых фронтов интерферирующих пучков не менее 500 м, однородность пучка ионов при травлении порядка 2% на площади 4 см². Для измерений фазового распределения на излучающей апертуре был использован метод интерферометрии, описанный в [9]. Точность измерений в нашем случае определялась главным образом точностью контроля фронта опорной плоской волны, которая составила $\pi/2$ на длине 30 мм при $\lambda = 0,6328$ мкм.

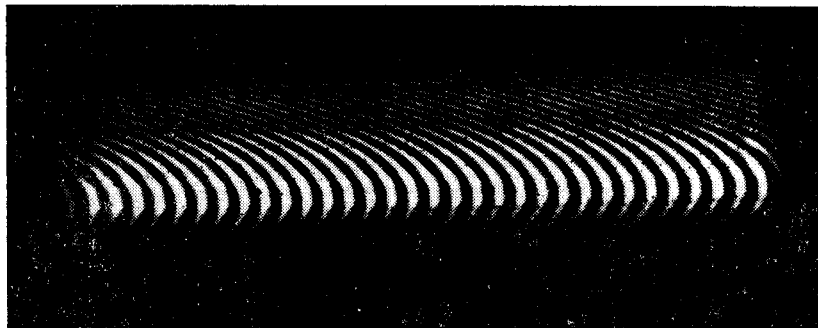


Рис. 2.

На рис. 2 приведена типичная интерференционная картина, полученная при взаимодействии опорной волны с излучением моды H_0 в минус первый порядок с решетки длиной $L = 16,5$ мм, изготовленной на обменном волноводе (Ag^+), подвергнутом дополнительному отжигу.

Периодичность интерференционной картины указывает на высокую однородность параметров дифракционной структуры. Относительная неоднородность замедления этого образца волновода не превышала $1,0 \times 10^{-5}$ на длине апертуры. Отметим, что для этого и других аналогичных образцов фазовые распределения хорошо аппроксимировались квадратичной функцией, что соответствует линейной зависимости замедления от координаты. Измеренная относительная неоднородность периода $\Delta\Lambda/\Lambda$ для всех образцов не превышала $3,3 \cdot 10^{-5}$ при $L \leq 20$ мм и $\Lambda = 1,3-0,6$ мкм.

Таким образом, экспериментальные исследования показали, что, принимая специальные меры в известных методах изготовления волноводных дифракционных структур, можно создавать излучающие системы длиной более 15—20 мм с высокой однородностью параметров и характеристиками, близкими к теоретическим.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дианов Е. М., Кузнецов А. А. Спектральное уплотнение каналов в волоконно-оптических линиях связи (обзор).— Квант. электроника, 1983, т. 10, № 2.
2. Дерюгин Л. Н., Кузали А. С., Чекан А. В. Характеристики многолучевых спектроанализаторов с тонкопленочными питающими волноводами.— Опт. и спектр., 1976, т. 41, вып. 3.
3. Аникин В. И., Горобец А. П., Овчаренко О. И., Осовицкий А. Н. Интегрально-оптические фотоприемные устройства.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 10.
4. Flanders D. C., Kogelnic H., Schmidt R. V., Shank C. V. Grating filters for thin-film optical waveguides.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, N 4, p. 194.
5. Дерюгин Л. Н. Возможности, ограничения и проблемы развития планарной волноводной оптики.— Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1982, т. 25, № 2.
6. Яковлев В. А., Сычугов В. А., Тищенко А. В. О возможности исследования тонких поглощающих пленок на поверхности оптических волноводов.— Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 11.
7. Уолтер К. Антенны бегущей волны.— М.: Энергия, 1970.
8. Кисилев В. А. О дифракционном вводе излучения в тонкопленочный волновод.— Квант. электроника, 1974, т. 1, № 7.
9. Дерюгин Л. Н., Зайцев С. В., Чекан А. В. Исследование неоднородности по толщине тонкопленочных оптических диэлектрических волноводов с излучающей дифракционной решеткой.— Опт. и спектр., 1979, т. 47, вып. 2.

Поступила в редакцию 17 апреля 1985 г.

УДК 532.529

А. Р. ЕВСЕЕВ, В. А. ОРЛОВ

(Новосибирск)

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТИ С ВОЛОКОННЫМИ СВЕТОВОДАМИ

Введение. Актуальной задачей в разработке лазерных доплеровских анемометров (ЛДА) является поиск новых схем, пригодных для исследования различных дисперсных систем, таких как «кипящий» слой, высококонцентрированный газожидкостный поток и т. п. Прогресс в решении такого рода задач связан с применением методов, обеспечивающих измерение наиболее важных параметров течения (скоростей несущей и дисперсной фаз, объемных концентраций и распределения дисперсной